

BEST AVAILABLE COPY

光学技術ハンドブック

増補版

久保田 広吉
浮田 祐太夫
會田 軍太夫
編集



朝倉書店

BEST AVAILABLE COPY

(2) レスポンス函数 (Optical Transfer Function)	148	(6)
a. OTF の定義	148	a.
b. OTF の 1 次元表示	149	b.
(3) 正弦波格子および矩形波格子の写像	151	2.3.6
a. 正弦波格子の像	151	a.
b. 矩形波格子の像	153	b.
(4) 瞳函数と OTF との関係	154	(1)
a. コヒーレントな場合	154	a.
b. インコヒーレントな場合	155	b.
(5) OTF の計算法 (I) — 波動光学的方法	157	(2)
a. 波動光学的計算の基礎式	157	a.
b. 数値計算法	157	b.
(6) OTF の計算法 (II) — 幾何光学的方法	159	(3)
a. 幾何光学的方法の基礎式	159	a.
b. スポットダイアグラムによる	162	b.
c. 簡単な 2, 3 の例	162	c.
(7) フーリエ理論による光学系の評価法	163	(4)
a. 多重光学系の OTF	163	a.
b. OTF 曲線による評価	164	b.
c. OTF の値をパラメーターの函数	165	c.
(8) 光学雑音のフーリエ理論による取扱い	167	(5)
(9) 光学におけるサンプリングの定理	168	a.
(10) フーリエ理論に関する諸公式	169	b.
2.3.4 特殊な結像法	(辻内 順平) 172	c.
(1) Apodisation	172	3. 光
(2) Super resolution	175	A. 光
a. 瞳函数を変える方法	175	3.1 レ
b. 像面絞りによる方法	176	3.1.1
c. 走査格子による方法	177	3.1.2
(3) 低域フィルター	179	a.
(4) 収差補償フィルター	180	b.
2.3.5 光学像の処理	(辻内 順平) 182	c.
(1) 相 関	182	3.1.3
(2) 空間周波数分析	185	a.
(3) 空間周波数フィルタリング	187	b.
a. 不鮮明像の鮮明化	187	c.
b. 画像の S/N 比の向上	190	3.1.4
(4) マスキング	191	a.
a. 写真による方法	191	b.
b. フォトトロピー物質による	192	3.1.5
方法	192	a.
c. けい光体の消光現象による	192	b.
方法	192	3.2 レ
d. ハーシェル効果を利用する	195	3.2.1
(5) マッチトフィルタリング	195	

文 献

- 1) E. Abbe: *Archiv f. Mikroskopische Anat.*, 9, 413 (1873)
- 2) L. Rayleigh: *Phil. Mag.*, (5) 42, 167 (1896)
- 3) P. M. Duffieux: "L'intégrale de Fourier et ses Applications à l'Optique", Besançon (1946)
- 4) J. W. Coltmann: *J. Opt. Soc. Am.*, 44, 468 (1954)
- 5) 伊藤祐吉, 佐内順平: 機械試験所報, 11, 51 (1957)
- 6) G. Black, E. H. Linfoot: *Proc. Roy. Soc. A* 238, 522 (1957)
- 7) H. H. Hopkins: *Proc. Phys. Soc. B* 70, 1002 (1957)
- 8) H. Ito: *J. Phys. Soc. Japan*, 13, 639 (1958)
- 9) H. H. Hopkins: *Proc. Roy. Soc. A* 231, 91 (1955)
- 10) A. M. Goodbody: *Proc. Phys. Soc.*, 72, 411 (1958)
- 11) M. De: *Proc. Roy. Soc. A* 233, 91 (1955)
- 12) A. M. Goodbody: *Proc. Phys. Soc.*, 75, 677 (1960)
- 13) K. Miyamoto: *J. Opt. Soc. Am.*, 48, 57, 567 (1958)
- 14) 宮本健郎: 応用物理, 26, 421 (1957), 27, 135, 585 (1958)
- 15) W. Lukosz: *Opt. Act.*, 5 (H. S.), 299 (1958)
- 16) H. Kubota, K. Miyamoto, K. Murata: *Optik*, 17, 143 (1960)
- 17) O. N. Stavroudis, D. P. Feder: *J. Opt. Soc. Am.*, 44, 163 (1954)
- 18) レボンス関数の標準表示法: "JOERA Circular", 2, (1963), 光学工業技術研究組合
- 19) H. H. Hopkins: *Proc. Phys. Soc. B* 70, 449, 1002 (1957)
- 20) 木下幸次郎, 鹿岡静夫: 応用物理, 28, 195 (1960)
- 21) K. Sayanagi: "Opt. Instr. and Tech." (Ed. K. J. Habell), London, p. 94 (1962)
- 22) 佐衛門男: 応用物理, 25, 193 (1956)
- 23) O. H. Schade: "Optical Image Evaluation", N. B. S. Circular, 528, p. 231 (1954)
- 24) E. H. Linfoot: "Fourier Methods in Optical Image Evaluation", Focal Press, London, (1964)
- 25) C. E. Shannon, W. Weaver: "The Mathematical Theory of Communication", Univ. Illinois Press (1949)
- 26) R. Barakat: *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 920 (1964), 55, 538, 1132, 1217 (1965)
- 27) G. Toraldo di Francia: *J. Opt. Soc. Am.*, 45, 497 (1955), *Optica Acta*, 2, 5 (1955)
- 28) H. Kubota, K. Miyamoto: *Rep. Inst. Ind. Sci. Univ. Tokyo*, Vol. 13, No. 2 (1963)

2.3.4 特殊な結像法

(1) apodisation

インコヒーレントな結像系では、点像の光量分布はいわゆる Airy 像

$$i(r') = \left[\frac{2J_1(r')}{r'} \right]^2 \quad (2.614)$$

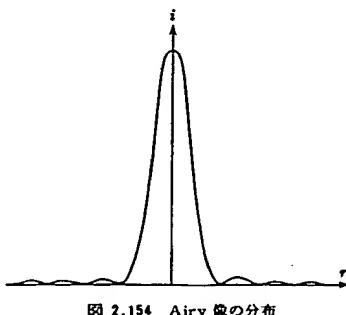


図 2.154 Airy 像の分布

表 2.3 Airy 像の極大値

r'	1.000
r'_1	0
r'_2	0.0175
r'_3	0
r'_4	0.0042
r'_5	0
r'_6	0.0017
r'_7	0
r'_8	0.0008

となり、図 2.154 に示すように、中心 $r'=0$ では最大の光量（第 1 次の極大）を示し、 r'_1, r'_2, r'_3, \dots では $i=0$ となつて暗く、 r'_4, r'_5, r'_6, \dots では微小な第 2 次以上の極

大がおこ
物体の結
近傍の微
なる。こ
を、フ
シア語の
を取去る
最も簡
ついて ap
えば図 2.

となり、
さくなる。
適当な吸

を併用す
この方
合のよう
次元の結
設けて、

この問
が透明で
点像の中
変化はは
明らかと
とについ
ネルギー
ればなら
したが
つきの二
1. fac

2. fac

to, K. Murata:
 Member: J. Opt. Soc.
 of "JOERA Circul.
 Research Group
 Soc., B 70, 449,
 Physics, 29, 195 (1960)
 and Tech." (Ed.
 4 (1962)
 3 (1956)
 Image Evaluation",
 11 (1954)
 Methods in Optical
 Press, London,
 "The Mathe-
 munication".
 Am., 54, 920
 (1965)
 J. Opt. Soc. Am.,
 2, 5 (1955)
 Rep. Inst. Ind.
 No. 2 (1963)

(2.614)

り、図2.154
 すように、中
 $r_m = 0$ では最大
 量 (第1次の
) を示し、
 r'_1, r'_2, \dots
 r'_0 となっ
 $r'_1, r'_2, r'_3,$
 \dots では微小
 2次以上の極

大がおこり、うす明るいリングが現われる (表2.3)。このような2次以上の極大は、普通の物体の結像にはほとんど問題にならないが、分光器によって非常に明るい輝線スペクトルの近傍の微細構造をしらべるとき、あるいは望遠鏡で重星の像を作るときには、重要な障害になる。このとき、レンズの瞳における振幅の分布をかえて、2次以上の極大をなくすることを、フランス語で apodisation (英語では apodization とかく) とよんでいる。これは、ギリシア語の α (取去る) $\pi\omega\delta\sigma$ (足) から名づけられた言葉で、Airy 像の足 (2次以上の極大) を取去るという意味である¹⁾。

最も簡単な試みとして、レンズの口径を特殊な形として、 ξ 軸方向と平行な x' 軸方向について apodisation を行なう方法¹⁾ が提出された。たとえば図2.155に示すような菱形口径では

$$i(x', 0) = \frac{1}{4} \sin^2 \frac{x'}{2} \quad (2.615)$$

となり、2次以上の極大値が通常の矩形開口に比して小さくなる。これだけでは十分な結果が得られないで、適当な吸収分布のあるフィルターたとえば

$$t(\xi, 0) = e^{-4\xi^2} \quad (2.616)$$

を併用すれば、さらによい結果が得られる。

この方法は、分光器用いてスペクトル線を求める場合のように、1次元の結像には有効であるが、一般の2次元の結像には効果がないので、開口は円形に保ち、瞳上に回転対称の振幅や位相の分布を設けて、2次元の像に対して有効に働くようにすることが研究された。

この問題についてはロアザン・ドシエ (Roizen-Dossier)²⁾ の総合的な研究がある。まず瞳が透明で、位相の変化だけのいわゆる位相フィルターを併用した場合についての結果では、点像の中心部、とくに $i(0)$ は位相変化によって敏感に低下するが、 r' の大きい遠隔部での変化はほとんどなく、結局中間域のエネルギーが増大し、Airy 像の足を大きくすることが明らかとなり、apodisation の目的には位相フィルターが適しないことが結論された。このことについては、ランスローとボワバン (Lansraux & Boivin)³⁾ も、ある半径の中に入るエネルギーと全エネルギーの比 (encircled energy) が最大になるときは瞳函数は real でなければならないことを示している。

したがって、apodisation に適当なフィルターは、振幅フィルターであることが予想され、つぎの二つの基準によって apodisation 用フィルターの計算が行なわれた。

1. facteur de dispersion (dispersion factor)

$$D(r_m') = \frac{\int_{r_m'}^{\infty} i(r') r' dr'}{\int_0^{\infty} i(r') r' dr'} \quad (2.617)$$

2. facteur d'étalement (spreading factor)

$$L(r_m') = \int_{r_m'}^{\infty} i(r') r' dr' / i(0) \quad (2.618)$$

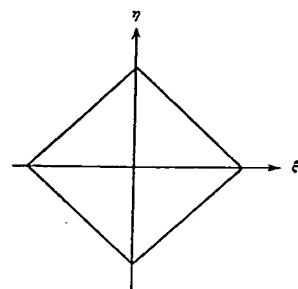


図 2.155 口径の形による apodisation¹⁾

実際には、フィルターの振幅分布を表わす式を仮定し、それを適当な形に展開してその点像の強度分布を求め、上の二つの基準が最小になるという条件で展開係数を決める方法がとられた。この方法は apodisation のフィルターを求めるのに最もやりやすい方法であるが、はじめの式のえらび方で種々の形のフィルターが求められる。図 2.156 はその一例である。

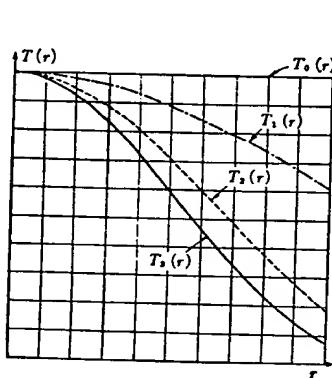


図 2.156 apodisation の例 (Roizen-Dossier¹⁾)
① apodisation フィルターの振幅透過率分布 ② 点像の強度分布図の $T(r)$ は本文の $t(r)$ に、 $I(r)$ は $i(r')$ に相当する

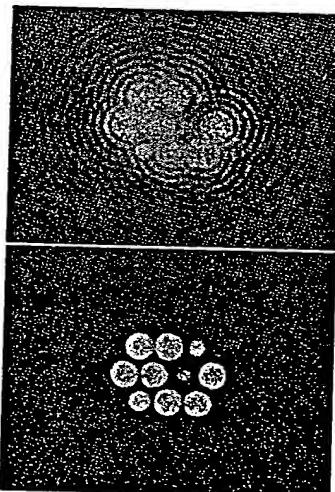
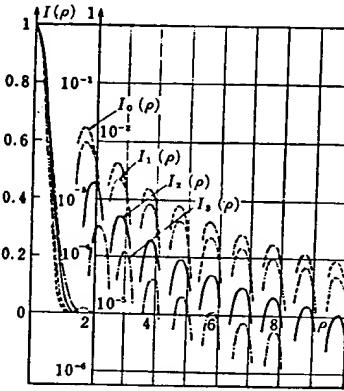


図 2.157 hyper resolution filter による像 (Lansraux⁶⁾)

ある程度低下することがわかる。

apodisation の基準はこのほかに

1. 点像の 2 次モーメント

$$I = \int_0^\infty r'^2 i(r') r' dr' \quad (2.619)$$

を最小にする条件 (朝倉⁴⁾)

2. 点像の中心強度を最大にする条件 (Barakat⁵⁾)

3. encircled energy

$$E(r') = \frac{\int_0^r i(r') r' dr'}{\int_0^\infty i(r') r' dr'} \quad (2.620)$$

を最大にする条件 (Barakat⁵⁾, Lansraux⁶⁾)

などの試みがある。図 2.157 は encircled energy の基準を用いたランスローの hyper resolution filter⁶⁾による結果である。

apodisation を行なった光学系のレスポンス函数の一般形は図 2.158 のようになり、低周波域の利得が上がり、高周波域では低下する傾向が認められる。したがって光学系の実効的な分解能は apodisation によって

(2) 81
光学系の
ってしまう
ことを sup
の点像の強
形を別の換
像側でもと
は高周波効
効的に分角
義の supe
の a, b がこ
張できる真
限⁷⁾ が伴な
independen

a. 瞳函
幅や位相の
の形を変え
われてい
場合にも応
オスター
Wilkins⁸⁾
高める目的

の形のフィ
半径 r' を
像の r' ま
作ることが
一の一例は
形のフィル

を得ている
つフィル
ウレキ

光学技術ハンドブック 増補版
定価 19000 円

昭和43年10月25日 初版第1刷
昭和50年7月20日 増補版第1刷
昭和56年12月1日 第6刷

久保田 広
編集者 浮田 祐
会田 軍太
吉夫

発行者 朝倉邦造
東京都新宿区新小川町2の10

発行所

株式会社 朝倉書店

東京都新宿区新小川町2の10
郵便番号162
電話東京(260)0141(代)
姫路口座 東京6-8673番
自然科学書協会会員

© 1975 中央印刷・渡辺製本

<無断転載・複写を禁ず>

3050-210016-0032



2.3.4. Special Imaging Methods

(1) Apodisation

In an incoherent imaging system, the distribution of the quantity of light of a point imaging becomes a so-called Airy image, and as shown in Fig. 2.154, at the center $\gamma' = 0$, it exhibits a maximum quantity of light (primary local maximum), and at $\gamma_1', \gamma_3', \gamma_5', \dots$, it becomes $i = 0$ and is dark, and at $\gamma_2', \gamma_4', \gamma_6', \dots$, fine secondary and higher-order local maximums occur and a slightly ring appears (Table 2.3)

$$i(r') = \left[\frac{2J_1(r')}{r'} \right]^2$$

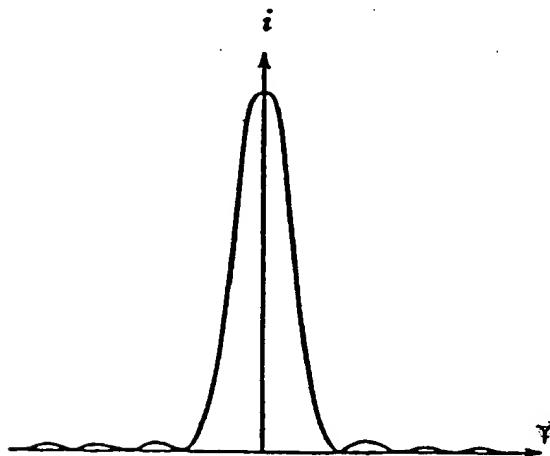


Table 2.3 Maximal values of Airy image	
γ'	1.000
γ_1'	0
γ_2'	0.0175
γ_3'	0
γ_4'	0.0042
γ_5'	0
γ_6'	0.0017
γ_7'	0
γ_8'	0.0008

Fig. 2.154

Distribution of Airy Image

Such secondary and higher-order local maximums scarcely pose a problem in the imaging of an ordinary object, but form an important hindrance when the fine structure of the vicinity of a very light line spectrum is examined by a spectroscope or when the image of multiple star is formed by a telescope. It is called apodisation in French (apodization in English) to change the distribution of the amplitude in the pupil of a lens

in such the case and eliminate the secondary and higher-order local maximums. This is a word named from Greek words α (remove) and $\pi\circ\delta\circ\xi$ (foot), and means removing the foot (secondary and higher-order local maximums) of an Airy image¹⁾.

As the simplest attempt, there was present a method¹⁾ making the aperture of the lens into a special shape, and effecting apodisation with respect to the χ -axis direction parallel to the ξ -axis direction. For example, in a diamond-shaped aperture as shown in Fig. 2.155,

$$i(x', 0) = \frac{1}{4} \operatorname{sinc}^4 \frac{x'}{2} \quad (2.615)$$

and the secondary and higher-order maximum values become small as compared with an ordinary rectangular-shape opening. A sufficient result cannot be obtained by this alone and therefore, if a filter having a suitable absorption distribution, for example,

$$i(\xi, 0) = e^{-4\xi^2} \quad (2.616)$$

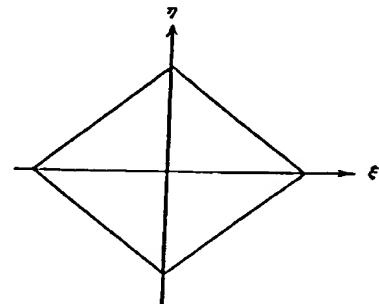


Fig. 2.155
Apodisation dependent on a shape of aperture

is used together, a better result will be obtained. This method is effective for one-dimensional imaging such as a case where a spectroscope is used to find a spectral line, but is not effective for ordinary two-dimensional imaging. Thus, it has been studied to keep the opening circular, and provide a rotation-symmetrical distribution of amplitude or phase on the pupil so as to work effectively for a two-dimensional image.

Regarding this subject, there has been done Roizen-Dossier's²⁾ overall study. First, in the result of the study about a case where a so-called phase filter of which the

pupil is transparent and only phase changes, is used together, light quantity at the central portion of a point image, particularly $i(0)$, is sensitively reduced by a change in phase, but there is little or no change in the light quantity at a remote portion in which γ' is larger, and after all, it has become apparent that the energy of the intermediate region increases to make the foot of the airy image large, and it has been concluded that the phase filter is not suitable for the purpose of apodisation. Regarding this, Lansraux and Boivin³⁾ also show that the pupil function must be real when the ratio (encircled energy) between the energy entering into a certain radius and all energy becomes maximum.

Accordingly, a filter suitable for apodisation is expected to be an amplitude filter, and the calculations of a filter for apodisation has been made by the following two standards:

1. Facteur de dispersion (dispersion factor)

$$D(r_m') = \frac{\int_{r_m}^{\infty} i(r') r' dr'}{\int_0^{\infty} i(r') r' dr'} \quad (2.617)$$

2. Facteur d'etalement (spreading factor)

$$L(r_m') = \int_{r_m}^{\infty} i(r') r' dr' / i(0) \quad (2.618)$$

Actually, there has been adopted a method of assuming an expression representing the amplitude distribution of the filter, expanding it into a suitable form to find the intensity distribution of its point image, and determining an expansion coefficient under a condition that the above two standards

becomes minimum. This method is the easiest method to find a filter for apodisation, but filters of various shapes can be found by the way of choosing the first expression. Fig. 2.156 shows an example of them.

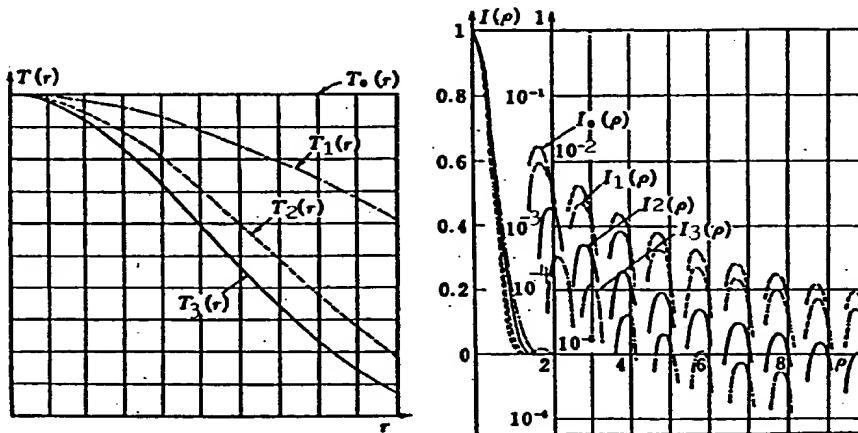


Fig. 2.156 Example of apodisation (Roizen-Dossier¹⁾)

- ① Distribution of amplitude transmittance of apodisation filter
- ② $T(\gamma)$ and $I(\rho)$ in intensity distribution diagram of point image correspond respectively to $t(\rho)$ and $i(\gamma')$ in the text.

As other standards of apodisation, there are attempts for conditions such as

1. a condition for minimizing the secondary moment

$$I = \int_0^\infty r'^2 i(r') r' dr' \quad (2.619)$$

of the point image (Asakura⁴⁾),

2. condition for maximizing the center intensity of the point image (Barakat⁵⁾), and
3. condition for maximizing the encircled energy

$$E(r') = \frac{\int_0^r i(r') r' dr'}{\int_0^\infty i(r') r' dr'} \quad (2.620)$$

(Barakat⁵ , Lansraux⁶).

Fig. 2.157 shows the result apodisation with Lansraux's hyper resolution fileter⁶ using the standard of the encircled energy. The general form of the response function of an optical system which has effected apodisation is such as shown in Fig. 2.158 and there is recognized the tendency that the gain rises in the low frequency region and lowered in the high frequency region. Accordingly, it will be seen that the effective resolving power of an optical system is reduced to some extent by apodisations.

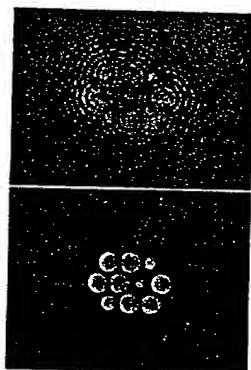


Fig. 2.157 Image obtained with use of hyper resolution filter (lansraux⁶)

**This Page is Inserted by IFW Indexing and Scanning
Operations and is not part of the Official Record**

BEST AVAILABLE IMAGES

Defective images within this document are accurate representations of the original documents submitted by the applicant.

Defects in the images include but are not limited to the items checked:

BLACK BORDERS

IMAGE CUT OFF AT TOP, BOTTOM OR SIDES

FADED TEXT OR DRAWING

BLURRED OR ILLEGIBLE TEXT OR DRAWING

SKEWED/SLANTED IMAGES

COLOR OR BLACK AND WHITE PHOTOGRAPHS

GRAY SCALE DOCUMENTS

LINES OR MARKS ON ORIGINAL DOCUMENT

REFERENCE(S) OR EXHIBIT(S) SUBMITTED ARE POOR QUALITY

OTHER: _____

IMAGES ARE BEST AVAILABLE COPY.

As rescanning these documents will not correct the image problems checked, please do not report these problems to the IFW Image Problem Mailbox.